

УДК 621.039.516.4

ВЛИЯНИЕ СОСТАВА И ВЫГОРАНИЯ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА НА ДЕЙСТВУЮЩЕЕ ЗНАЧЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ПОВРЕЖДАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ В РЕАКТОРЕ ГТ-МГР

А.В. Головацкий, В.Н. Нестеров, И.В. Шаманин

Томский политехнический университет

E-mail: nesterov@phtd.tpu.ru

Изложена методика определения действующего значения плотности потока повреждающих нейтронов в реакторе ГТ-МГР. Рассмотрено несколько вариантов стартовой загрузки ядерного топлива при реализации: уран-плутониевого и торий-уранового ядерных топливных циклов. Приведены зависимости плотностей потоков повреждающих нейтронов от времени эксплуатации топливных блоков. Представлено соотношение, связывающее среднее значение выгорания и время эксплуатации топливных блоков. Получены зависимости размножающих характеристик от времени эксплуатации топливного блока. Проведен анализ влияния концентраций делящихся нуклидов на значение плотности потока повреждающих нейтронов.

Ключевые слова:

Высокотемпературный газоохлаждаемый ядерный реактор, реакторный графит, повреждающие нейтроны, критический флюенс, выгорание топлива.

Key words:

High-temperature gas-cooled nuclear reactor, reactor-grade graphite, damaging neutrons, critical flux, nuclear fuel burn-up.

Задача исследования

В настоящее время существует два направления в создании высокотемпературных реакторов, отличающихся концепцией активной зоны. Различие концепций состоит в использовании либо призматических топливных сборок, либо шаровых тепловыделяющих элементов. Обе концепции характеризуются использованием графита и гелия и для них присущ одинаковый материальный состав активной зоны.

Исследования в области работоспособности ядерно-чистого реакторного графита показали, что его срок службы определяется значением критического флюенса повреждающих нейтронов (нейтроны с энергией выше 180 кэВ). В свою очередь значение критического флюенса определяется температурой облучения и плотностью потока сопутствующего гамма-излучения [1]. Значения критического флюенса графита в высокотемпературной области 800...1000 °С уменьшаются в пределах $10^{22}...2 \cdot 10^{21}$ см⁻², соответственно [2]. Это обстоятельство может вызывать снижение ресурса графитовых конструкций реактора ВТГР [3].

Одним из направлений развития ядерной энергетики является увеличение эффективности теплоиспользования, что привело к разработке ядерных топливных циклов нового поколения либо с увеличенной кампанией, либо с большой глубиной выгорания ядерного топлива. Необходимо определить будет ли обеспечена кампания ядерного топлива в ВТГР работоспособностью реакторного графита призматических топливных блоков.

В данной работе представлены результаты исследований особенностей энергетического спектра повреждающих нейтронов в активной зоне высокотемпературного газоохлаждаемого ядерного реактора типа ГТ-МГР и его изменений в течение кампании топлива, что в последующем позволит провести оценки ожидаемого ресурса графита.

Конструкция реактора ГТ-МГР

В расчетах использованы параметры реактора тепловой мощностью 600 МВт с кольцевой активной зоной, разработанный компанией GENERAL ATOMICS. Активная зона в поперечном сечении представляет собой кольцо шестигранной формы, окруженное центральным (цилиндрическим) и боковым (кольцевым) графитовыми отражателями. Топливный блок (рисунок) представляет собой шестигранную графитовую призму со стержневыми топливными элементами, размещенными в отверстиях блока. В блоках имеются отверстия для загрузки выгорающего поглотителя и прохода гелиевого теплоносителя. Активная зона содержит 102 топливные колонны, каждая из которых набрана из 10 топливных блоков. Блоки в колонне фиксируются с помощью штифтов. В работе использовались параметры эксплуатации реактора ГТ-МГР, приведенные в работе [3].

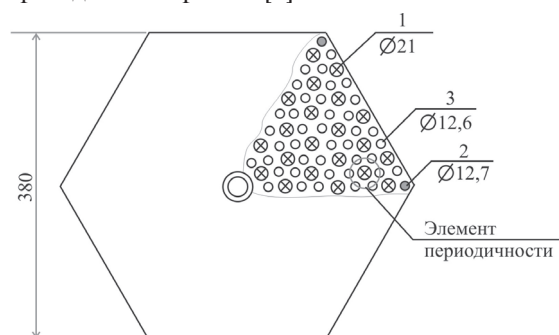


Рисунок. Топливный блок активной зоны реактора ГТ-МГР: 1) канал для теплоносителя; 2) канал для выгорающего поглотителя; 3) топливный канал

Порядок расчета изменений нуклидного состава ядерного топлива и спектра потока нейтронов

Определение спектра потока нейтронов проводилось в 26-групповом приближении. Порядок

расчета на каждом шаге интегрирования многогрупповой системы уравнений по времени выглядит следующим образом:

- 1) задаются начальные (стартовые) концентрации делящихся материалов топлива;
- 2) проводится многогрупповой расчет спектра потока нейтронов;
- 3) рассчитывается среднее по делящимся нуклидам значение макроскопического сечения деления топлива в тепловой группе;
- 4) из соотношения, связывающего мощность реактора и плотность потока нейтронов, определяется величина потока нейтронов в тепловой группе:

$$\Phi_m = \frac{Q}{E_f \bar{\Sigma}_f V_{A3}},$$

где Q – тепловая мощность реактора; $\bar{\Sigma}_f$ – среднее по всем делящимся нуклидам топлива и по активной зоне макроскопическое сечение деления в тепловой группе; Φ_m – поток тепловых нейтронов; V_{A3} – объем активной зоны;

- 5) проводится преобразование нормированного спектра потока нейтронов по известному значению плотности потока нейтронов в тепловой группе;
- 6) определяются значения потоков нейтронов в четырех группах: быстрые повреждающие с $E_n > 0,18$ МэВ (с 1 по 7 группу включительно); быстрые не повреждающие (с 8 по 16 группу включительно); резонансные (с 17 по 25 группу включительно) и тепловые нейтроны (26 группа);
- 7) определяются необходимые нейтронно-физические параметры: эффективный коэффициент размножения нейтронов, средние по каждой из четырех групп значения сечения поглощения нейтронов в активной зоне и т. д.;
- 8) определяются значения концентраций делящихся и воспроизводящих нуклидов ядерного топлива на конец шага интегрирования по времени.

Пункты 1–8 повторяются до достижения конца кампании ядерного топлива.

Подготовка многогрупповых констант проводилась с учетом поправки в тепловой группе на среднее значение температуры в активной зоне реактора, равное 1150 К.

Изменение нуклидного состава ядерного топлива

Изменение состава топлива по делящимся и воспроизводящим нуклидам определялось системой связанных конечно-разностных уравнений.

Для U-Pu цикла использовались следующие соотношения:

$$N^{235}\text{U} = N_0^{235}\text{U} \exp(-\Phi_m \sigma_a^{235}\text{U} \Delta t);$$

$$N^{239}\text{Pu} = N_0^{239}\text{Pu} + \left(\Phi_m \sigma_c^{238}\text{U} N_0^{238}\text{U} + \Phi_p I_c^{238}\text{U} N_0^{238}\text{U} - \Phi_m \sigma_a^{239}\text{Pu} N_0^{239}\text{Pu} - \Phi_p I_a^{239}\text{Pu} N_0^{239}\text{Pu} \right) \Delta t;$$

$$N^{240}\text{Pu} = N_0^{240}\text{Pu} + \left(\Phi_m \sigma_c^{239}\text{Pu} N_0^{239}\text{Pu} + \Phi_p I_c^{239}\text{Pu} N_0^{239}\text{Pu} - \Phi_m \sigma_a^{240}\text{Pu} N_0^{240}\text{Pu} - \Phi_p I_a^{240}\text{Pu} N_0^{240}\text{Pu} \right) \Delta t;$$

$$N^{241}\text{Pu} = N_0^{241}\text{Pu} + \left(\Phi_m \sigma_c^{240}\text{Pu} N_0^{240}\text{Pu} + \Phi_p I_c^{240}\text{Pu} N_0^{240}\text{Pu} - \Phi_m \sigma_a^{241}\text{Pu} N_0^{241}\text{Pu} - \Phi_p I_a^{241}\text{Pu} N_0^{241}\text{Pu} \right) \Delta t.$$

где Δt – шаг интегрирования по времени (в расчете задавалось значение пол года, что соответствует выгоранию 18,7 МВт·сут/кг; глубина выгорания на конец кампании составит 150 МВт·сут/кг); N_0 , N – начальная и конечная концентрация соответствующего нуклида, при переходе к следующему шагу интегрирования по времени (начальное значение концентрации приравнялось к конечной на предыдущем шаге); Φ_p – плотность потока резонансных нейтронов; σ_a , σ_c – среднегрупповые микросечения поглощения и радиационного захвата, соответственно; I_a , I_c – среднегрупповые эффективные резонансные интегралы поглощения и радиационного захвата, соответственно.

При определении концентраций ядер ^{235}U применялось аналитическое решение дифференциального уравнения, т. к. метод конечных разностей при выбранном шаге интегрирования по времени приводил к некорректным значениям концентраций в конце кампании. Это связано с тем, что ^{235}U не нарабатывается, а скорость его выгорания достаточно велика. В данной работе значения концентраций делящихся и воспроизводящих нуклидов в различные моменты времени необходимы только для определения изменений спектра потока повреждающих нейтронов и, следовательно, большая точность в определении концентраций не требуется.

Для Th-U цикла использовались следующие соотношения:

$$N^{235}\text{U} = N_0^{235}\text{U} \exp(-\Phi_m \sigma_a^{235}\text{U} \Delta t);$$

$$N^{233}\text{U} = N_0^{233}\text{U} + \left(\Phi_m \sigma_c^{232}\text{Th} N_0^{232}\text{Th} + \Phi_p I_c^{232}\text{Th} N_0^{232}\text{Th} - \Phi_m \sigma_a^{233}\text{U} N_0^{233}\text{U} - \Phi_p I_a^{233}\text{U} N_0^{233}\text{U} \right) \Delta t;$$

$$N^{234}\text{U} = N_0^{234}\text{U} + \left(\Phi_m \sigma_c^{233}\text{U} N_0^{233}\text{U} + \Phi_p I_c^{233}\text{U} N_0^{233}\text{U} - \Phi_m \sigma_a^{234}\text{U} N_0^{234}\text{U} - \Phi_p I_a^{234}\text{U} N_0^{234}\text{U} \right) \Delta t.$$

Для определения изотопного состава ядерного топлива в Th-U ядерном топливном цикле (ЯТЦ) изменение концентрации ^{235}U так же, как и в U-Pu цикле, определялось аналитическим решением дифференциального уравнения, т. к. использования метода конечных разностей приводило к занижению значений. Для образования ^{235}U из ^{232}Th необходимо, чтобы происходило 3 последовательных радиационных захватов нейтронов, поэтому скорость образования ^{235}U значительно ниже, чем

скорость его выгорания. Метод конечных разностей для определения концентраций ядер ^{235}U использовался только при их отсутствии в стартовой загрузке в Th-U ЯТЦ, при этом использовалось соотношение:

$$N^{235}\text{U} = N_0^{235}\text{U} + \left(\Phi_m \sigma_c^{234}\text{U} N_0^{234}\text{U} + \Phi_p I_c^{234}\text{U} N_0^{234}\text{U} - \left(-\Phi_m \sigma_a^{235}\text{U} N_0^{235}\text{U} - \Phi_p I_a^{235}\text{U} N_0^{235}\text{U} \right) \right) \Delta t.$$

Определение значений плотностей потоков и сечений ядерных реакций в четырехгрупповом представлении

В спектре потока нейтронов выделяются четыре группы:

- 1 группа: быстрые повреждающие нейтроны с $E_n > 0,18$ МэВ (с 1 по 7 группу включительно), необходимы для определения степени повреждения кристаллической структуры реакторного графита и флюенса повреждающих нейтронов;
- 2 группа: быстрые не повреждающие нейтроны с $465 \text{ эВ} > E_n > 0,18$ МэВ (с 8 по 16 группу включительно). Термин «не повреждающие нейтроны» не значит, что они не производят структурных нарушений, это значит, что их экспериментальная регистрация, как правило, не производится. Вклад нейтронов с энергией ниже 0,18 МэВ в процесс дефектообразования не превышает 20 %;
- 3 группа: резонансные нейтроны (с 17 по 25 группу включительно) с $0,215 \text{ эВ} > E_n > 465 \text{ эВ}$, необходимы для определения изменения нуклидного состава ядерного топлива;
- 4 группа: тепловые нейтроны с $0,0252 \text{ эВ} > E_n > 0,215 \text{ эВ}$ (26 группа), необходимы для определения изменения нуклидного состава ядерного топлива, проведения нормировки потоков на мощность реактора, определения эффективного коэффициента размножения и других нейтронно-физических параметров активной зоны.

Определение значений потоков нейтронов в каждой из четырех групп проводится суммированием потоков в энергетических группах многогруппового представления.

Усреднение значений макроскопических сечений поглощения для четырех групп проводится по соотношению:

$$\Sigma_{a_j} = \frac{\sum_{i=k}^m (\Sigma_{c_i} + \Sigma_{f_i}) \Phi_i}{\sum_{i=k}^m \Phi_i},$$

где j – номер группы с 1 по 4; Σ_{c_i} , Σ_{f_i} – макроскопические сечения радиационного захвата и деления в i -й группе (с 1 по 26 группу), соответственно; Φ_i – значение плотности потока нейтронов в i -й группе.

Значения эффективного коэффициента размножения определялись из соотношения:

$$k_{\text{эф}} = \frac{\overline{v_f \Sigma_f}}{\overline{\Sigma_a} + \overline{DB^2}},$$

где $\overline{v_f \Sigma_f} = \frac{\sum_{i=1}^{26} v_{f_i} \Sigma_{f_i} \Phi_i}{\sum_{i=1}^{26} \Phi_i}$ – среднее значение количе-

ства вторичных нейтронов, образующихся при прохождении первичным нейтроном единицы длины пути; v_{f_i} – число вторичных нейтронов на 1 акт деления первичным нейтроном i -й группы; Σ_{f_i} – среднее макроскопическое сечение деления ядер

нейтронами i -й группы; $\overline{D} = \frac{\sum_{i=1}^{26} D_i \Phi_i}{\sum_{i=1}^{26} \Phi_i}$ – среднее

значение коэффициента диффузии нейтронов; D_i – коэффициент диффузии нейтронов i -й группы;

$\overline{\Sigma_a} = \frac{\sum_{i=1}^{26} \Sigma_{a_i} \Phi_i}{\sum_{i=1}^{26} \Phi_i}$ – среднее макроскопическое сече-

ние поглощения; Σ_{a_i} – макроскопическое сечение поглощения нейтронов i -ой группы; B^2 – геометрический параметр.

Результаты расчета для уран-плутониевого ЯТЦ

Результаты расчетов концентрации делящихся и воспроизводящих нуклидов ядерного топлива в U-Pu ЯТЦ сведены в табл. 1. При стартовой загрузке с обогащением $C(^{235}\text{U})=20\%$, $C(\text{Pu})=0\%$ на конец кампании ядерного топлива нуклидный состав плутония составил: 72 % – ^{239}Pu , 10 % – ^{240}Pu и 18 % – ^{241}Pu . Далее этот состав используется при рассмотрении U-Pu ЯТЦ, когда в стартовой загрузке присутствует плутоний. Результаты расчета средних по призматическому топливному блоку значений концентраций делящихся и воспроизводящих нуклидов топлива, плотностей потоков в четырех группах и эффективного коэффициента размножения нейтронов в течение кампании топлива для U-Pu ЯТЦ приведены в табл. 1.

Соотношение, связывающее среднее значение выгорания топлива (Z) и время эксплуатации призматического топливного блока:

$$Z = \frac{Q k_{\text{эф.сум.}} t}{n_{\text{ТБ}} m_{\text{ТБ}}(\text{U})} \approx 37,4 t, \text{ (МВт-сут/кг)}$$

где Q – мощность ядерного реактора, 600 МВт; $k_{\text{эф.сум.}}$ – количество эффективных суток в году, 270 эф.сут./год; t – время эксплуатации призматического топливного блока (измеряется в годах), до 4 лет; $n_{\text{ТБ}}$ – количество топливных блоков в активной зоне, 1020 шт; $m_{\text{ТБ}}(\text{U})$ – масса урана, содержащаяся в одном топливном блоке, 4,25 кг.

При эксплуатации топливного блока со стартовой загрузкой: $C(^{235}\text{U})=20\%$, $C(\text{Pu})=0\%$ концен-

Таблица 1. Средние по призматическому топливному блоку значения концентраций делящихся и воспроизводящих нуклидов топлива, плотностей потоков в четырех группах и эффективного коэффициента размножения нейтронов в течение кампании топлива для U-Pu ЯТЦ

Стартовое обогащение по ^{235}U и Pu, %	t , лет	Выгорание, МВт·сут/кг	$N^{235}\text{U}$, см $^{-3}$	$N^{239}\text{U}$, см $^{-3}$	$N^{240}\text{U}$, см $^{-3}$	$N^{241}\text{U}$, см $^{-3}$	$\Phi_{>180\text{ кэВ}}$, 10^{13} см $^{-2}$ ·с $^{-1}$	$\Phi_{<180\text{ кэВ}}$, 10^{13} см $^{-2}$ ·с $^{-1}$	Φ_p , 10^{13} см $^{-2}$ ·с $^{-1}$	Φ_n , 10^{13} см $^{-2}$ ·с $^{-1}$	$k_{\text{эфф}}$
$C(^{235}\text{U})=20$ $C(\text{Pu})=0$	0	0	$2,17 \cdot 10^{19}$	0	0	0	3,21	5,22	3,69	3,54	1,26
	1	37,4	$1,71 \cdot 10^{19}$	$2,59 \cdot 10^{18}$	$1,70 \cdot 10^{17}$	0	3,57	5,86	4,16	3,76	1,22
	2	74,8	$1,32 \cdot 10^{19}$	$4,03 \cdot 10^{18}$	$4,61 \cdot 10^{17}$	$3,76 \cdot 10^{17}$	3,83	6,39	4,63	4,04	1,16
	3	112,2	$1,02 \cdot 10^{19}$	$4,81 \cdot 10^{18}$	$6,19 \cdot 10^{17}$	$9,05 \cdot 10^{17}$	4,03	6,77	4,96	4,26	1,14
	4	149,6	$7,60 \cdot 10^{18}$	$5,19 \cdot 10^{18}$	$7,03 \cdot 10^{17}$	$1,31 \cdot 10^{18}$	4,17	7,07	5,28	4,66	1,11
$C(^{235}\text{U})=10$ $C(\text{Pu})=10$	0	0	$1,09 \cdot 10^{19}$	$7,84 \cdot 10^{18}$	$1,08 \cdot 10^{18}$	$1,96 \cdot 10^{18}$	4,75	7,94	5,47	3,16	1,16
	1	37,4	$8,78 \cdot 10^{18}$	$7,38 \cdot 10^{18}$	$9,13 \cdot 10^{17}$	$2,50 \cdot 10^{18}$	4,71	7,85	5,42	3,40	1,17
	2	74,8	$6,95 \cdot 10^{18}$	$6,94 \cdot 10^{18}$	$8,89 \cdot 10^{17}$	$2,52 \cdot 10^{18}$	4,64	7,76	5,48	3,80	1,15
	3	112,2	$5,42 \cdot 10^{18}$	$6,51 \cdot 10^{18}$	$8,69 \cdot 10^{17}$	$2,40 \cdot 10^{18}$	4,56	7,68	5,56	4,29	1,13
	4	149,6	$4,11 \cdot 10^{18}$	$6,07 \cdot 10^{18}$	$8,50 \cdot 10^{17}$	$2,22 \cdot 10^{18}$	4,48	7,61	5,67	4,88	1,10
$C(^{235}\text{U})=0$ $C(\text{Pu})=20$	0	0	0	$1,56 \cdot 10^{19}$	$2,17 \cdot 10^{18}$	$3,90 \cdot 10^{18}$	6,49	11,1	7,65	2,88	1,07
	1	37,4	0	$1,21 \cdot 10^{19}$	$1,39 \cdot 10^{18}$	$5,19 \cdot 10^{18}$	5,94	9,95	6,69	3,14	1,16
	2	74,8	0	$9,73 \cdot 10^{18}$	$1,20 \cdot 10^{18}$	$4,65 \cdot 10^{18}$	5,46	9,17	6,37	3,74	1,15
	3	112,2	0	$7,99 \cdot 10^{18}$	$1,07 \cdot 10^{18}$	$3,77 \cdot 10^{18}$	5,08	8,60	6,24	4,58	1,11
	4	149,6	0	$6,63 \cdot 10^{18}$	$9,74 \cdot 10^{17}$	$2,91 \cdot 10^{18}$	4,77	8,20	6,27	5,67	1,06

трация ^{235}U снижается с большей высокой скоростью, чем при составе загрузки $C(^{235}\text{U})=10\%$, $C(\text{Pu})=10\%$, т. к. во втором случае большая часть делений обусловлена наличием $^{239+241}\text{Pu}$ в ядерном топливе.

При эксплуатации топливного блока со стартовой загрузкой: $C(^{235}\text{U})=10\%$, $C(\text{Pu})=10\%$ концентрация ^{239}Pu медленно снижается. Это обусловлено тем, что скорость деления ^{239}Pu практически компенсируется его образованием при радиационном захвате нейтронов ядрами ^{238}U . Концентрация ^{240}Pu также медленно снижается. Концентрация ^{241}Pu в начале кампании возрастает за счет радиационного захвата нейтронов ^{240}Pu , а затем снижается, т. к. в течение кампании концентрация ядер ^{240}Pu становится все меньше и, следовательно, снижается скорость образования ^{241}Pu — процесс деления ^{241}Pu превалирует над процессом его образования.

Анализ полученных результатов показывает, что определяющее влияние на характер зависимости плотности потока повреждающих нейтронов от выгорания (времени эксплуатации топливного блока) в U-Pu ЯТЦ оказывает зависимость концентрации делящихся изотопов Pu от выгорания и зависимость вкладов отдельных изотопов в общую плотность деления ядер. Это обусловлено тем, что наличие делящихся изотопов плутония в ядерном топливе увеличивает число вторичных нейтронов на акт деления. Вторичные нейтроны, образующиеся при делении, являются быстрыми и до момента их поглощения ядрами вносят значительный вклад в часть спектра нейтронов, называемую спектром замедления. Нейтроны именно этой части спектра вносят наибольший вклад в процесс дефектообразования и нарушения структуры графита.

Результаты расчета для торий-уранового ЯТЦ

Расчетные концентрации делящихся и воспроизводящих нуклидов ядерного топлива в Th-U ЯТЦ сведены в табл. 2. В работе варьировались значения концентраций ядер ^{235}U и ^{233}U в ядерном топливе в стартовой загрузке. Результаты расчета средних по призматическому топливному блоку значений концентраций делящихся и воспроизводящих нуклидов топлива, плотностей потоков в четырех группах и эффективного коэффициента размножения нейтронов в течение кампании топлива для Th-U ЯТЦ приведены в табл. 2.

Сравнительный анализ Th-U и U-Pu ЯТЦ показывает, что выгорание ^{235}U в Th-U топливном цикле больше, чем в U-Pu, т. к. значение микроскопического сечения деления ^{233}U ниже, чем для ^{239}Pu . Значение микроскопического сечения радиационного захвата ^{232}Th ниже, чем для ^{238}U , и, следовательно, скорость образования ^{233}U ниже скорости образования ^{239}Pu . В U-Pu ЯТЦ происходит наработка ядер делящегося нуклида ^{241}Pu . Все это приводит к тому, что доля делений, приходящаяся на делящиеся изотопы Pu в U-Pu ЯТЦ выше, чем на ^{233}U в Th-U ЯТЦ. Анализ Th-U и U-Pu ЯТЦ показывает, что стационарное значение концентрации делящихся изотопов ^{233}U и ^{239}Pu в реакторе ГТ-МГР без учета изменения концентрации воспроизводящих нуклидов ^{232}Th и ^{238}U достигает значения $3,5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ для ^{233}U и $5,5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ для ^{239}Pu .

Основное влияние на значение плотности потока быстрых повреждающих нейтронов в Th-U ЯТЦ оказывает концентрация ^{233}U , т. к. он характеризуется большей эффективностью деления (σ_f/σ_a) и образует больше вторичных нейтронов на акт деления. Снижение плотности потока быстрых повреждающих нейтронов в течение кампании топлива

Таблица 2. Средние по призматическому топливному блоку значения концентраций делящихся и воспроизводящих нуклидов топлива, плотностей потоков в четырех группах и эффективного коэффициента размножения нейтронов в течение кампании топлива для Th-U ЯТЦ

Стартовое обогащение по ^{235}U и ^{233}U , %	t , лет	Выгорание, МВт-сут/кг	$N^{235}\text{U}$, см^{-3}	$N^{233}\text{U}$, см^{-3}	$N^{234}\text{U}$, см^{-3}	$\Phi_{>180 \text{ кэВ}}$, $10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$\Phi_{6<180 \text{ кэВ}}$, $10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Φ_p , $10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Φ_m , $10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$k_{\text{эфф}}$
$C(^{235}\text{U})=20$ $C(^{233}\text{U})=0$	0	0	$2,17 \cdot 10^{19}$	0	0	3,21	5,25	3,69	3,54	1,22
	1	37,4	$1,70 \cdot 10^{19}$	$1,14 \cdot 10^{18}$	$1,23 \cdot 10^{16}$	3,18	5,27	3,84	4,25	1,17
	2	74,8	$1,26 \cdot 10^{19}$	$1,87 \cdot 10^{18}$	$6,75 \cdot 10^{16}$	3,13	5,31	4,09	5,38	1,09
	3	112,2	$8,60 \cdot 10^{18}$	$2,43 \cdot 10^{18}$	$1,60 \cdot 10^{17}$	3,10	5,42	4,52	7,14	0,99
	4	149,6	$5,20 \cdot 10^{18}$	$2,70 \cdot 10^{18}$	$2,89 \cdot 10^{17}$	3,08	5,65	5,19	9,84	0,87
$C(^{235}\text{U})=10$ $C(^{233}\text{U})=10$	0	0	$1,09 \cdot 10^{19}$	$1,09 \cdot 10^{19}$	0	3,69	5,94	3,86	3,72	1,30
	1	37,4	$8,43 \cdot 10^{18}$	$8,72 \cdot 10^{18}$	$4,11 \cdot 10^{17}$	3,51	5,78	4,05	4,72	1,20
	2	74,8	$6,00 \cdot 10^{18}$	$6,82 \cdot 10^{18}$	$7,34 \cdot 10^{17}$	3,37	5,72	4,40	6,34	1,08
	3	112,2	$3,80 \cdot 10^{18}$	$5,15 \cdot 10^{18}$	$9,77 \cdot 10^{17}$	3,25	5,81	5,07	9,10	0,92
	4	149,6	$1,90 \cdot 10^{18}$	$3,75 \cdot 10^{18}$	$1,13 \cdot 10^{18}$	3,17	6,23	6,47	14,6	0,72
$C(^{235}\text{U})=0$ $C(^{233}\text{U})=20$	0	0	0	$2,17 \cdot 10^{19}$	0	4,19	6,67	4,06	3,93	1,37
	1	37,4	$3,24 \cdot 10^{16}$	$1,59 \cdot 10^{19}$	$8,49 \cdot 10^{17}$	3,86	6,33	4,30	5,35	1,23
	2	74,8	$1,69 \cdot 10^{17}$	$1,09 \cdot 10^{19}$	$1,47 \cdot 10^{18}$	3,60	6,17	4,81	7,68	1,04
	3	112,2	$3,52 \cdot 10^{17}$	$6,69 \cdot 10^{18}$	$1,84 \cdot 10^{18}$	3,38	6,29	5,89	12,00	0,82
	4	149,6	$4,90 \cdot 10^{17}$	$3,72 \cdot 10^{18}$	$1,91 \cdot 10^{18}$	3,22	6,85	7,98	20,00	0,59

при стартовой загрузке $C(^{235}\text{U})=20$ %, $C(^{233}\text{U})=0$ % обусловлено тем, что число делений тепловыми нейтронами остается постоянным, а вклад в общее число делений за счет быстрых и резонансных нейтронов снижается.

Закключение

Эффективный коэффициент размножения нейтронов при среднем по активной зоне реактора значении обогащения $C(^{235}\text{U})=14$ % в холодном разотравленном состоянии составил 1,144, что соответствует запасу реактивности 12,6 % и удовлетворительно согласуется с проектным значением максимального запаса реактивности в холодном разотравленном состоянии в течение кампании 12,5 %. За время эксплуатации призматического топливного блока 1080 эфф. сут. флюенс по быстрым повреждающим нейтронам составит $3,5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$, а по всем быстрым нейтронам $9,3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$. В работе [5] приведено значение флюенса по быстрым нейтронам $5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$. Это расхождение вызвано различным выбором значений энергий, ограничивающих быструю группу нейтронов. Например, если к бы-

стрым нейтронам относить только нейтроны деления, то быстрая энергетическая группа нейтронов будет ограничиваться 11-й группой ($E_n > 10$ кэВ) в 26-групповом приближении. При этом значение флюенса быстрых нейтронов будет составлять около $6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$.

Увеличение концентрации делящихся изотопов Pu в топливе приводят к существенному росту плотности потока повреждающих нейтронов. Так при переходе со стартовой композиции в U-Pu ЯТЦ с концентрациями ядер $C(^{235}\text{U})=20$ %; $C(\text{Pu})=0$ % на композицию $C(^{235}\text{U})=0$ %; $C(\text{Pu})=20$ % плотность потока повреждающих нейтронов в начале кампании увеличится примерно в 2 раза. В аналогичной ситуации для Th-U ЯТЦ замена ^{235}U на ^{233}U приведет к увеличению плотности потока повреждающих нейтронов примерно в 1,3 раза.

Работа выполнена в рамках государственного контракта № П428, полученного на проведение поисковых научно-исследовательских работ по направлению «Ядерно-энергетические установки нового поколения» в рамках мероприятия 1.2.2 Программы, федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы». Номер конкурсной заявки: НК-172П/1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Виргильев Ю.С. Свойства реакторного графита и его работоспособность в водографитовых реакторах // Материаловедение. – 2001. – № 2. – С. 44–52.
2. Карпунин В.И., Николаенко В.А., Кузнецов В.Н. Критический флюенс нейтронов как фактор, определяющий ресурс графита кладки РБМК // Атомная энергия. – 1997. – Т. 83. – Вып. 5. – С. 325–329.
3. Бойко В.И., Гаврилов П.М., Кошелев Ф.П., Мещеряков В.Н., Нестеров В.Н., Ратман А.В., Шаманин И.В. Оценка ресурса

графита топливных блоков реактора ГТ-МГР // Известия Томского политехнического университета. – 2005. – Т. 308. – № 5. – С. 81–85.

4. Кодочигов Н.Г., Сухарев Ю.П., Марова Е.В., Усынина С.Г. Возможности эксплуатации ГТ-МГР с разным топливом // Атомная энергия. – 2007. – Т. 102. – Вып. 1. – С. 68–72.

Поступила 08.04.2010 г.